

# Étude de jets sous-détendus axisymétriques d'air et d'hélium par la méthode BOS

J.DUBOIS<sup>1,2</sup>, M.AMIELH<sup>1</sup>, F. ANSELMET<sup>1</sup>, O. GENTILHOMME<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre, CNRS-Univ. Aix-Marseille,  
Technopôle de Château-Gombert, 49 rue F. Joliot Curie, B.P. 146,  
13384 Marseille Cedex 13, France

<sup>2</sup>Institut National de l'Environnement industriel et des RISques,  
Parc Technologique ALATA - B.P. N°2, 60550 Verneuil-en-Halatte, France

Julien.Dubois@irphe.univ-mrs.fr

L'objectif est d'identifier et de quantifier les principaux paramètres qui influencent la dispersion d'une fuite gazeuse d'hydrogène à haute pression. Dans cette approche, la fuite est représentée par un jet axisymétrique sous-détendu, qui s'échappe d'un réservoir dont les niveaux de pression sont compris entre 1 et 30 bars. Un gaz non réactif (air ou hélium) remplace l'hydrogène pour étudier le processus de mélange, dans une configuration sécurisée. Pour apporter des éléments de réponse, ce travail propose une investigation des effets de compressibilité dans le champ proche des jets libres axisymétriques d'air et d'hélium.

Les résultats montrent que la strioscopie orientée sur l'arrière-plan (BOS) est bien adaptée pour mettre en évidence les variations de densité dues aux structures compressibles et aux variations de concentration. La BOS est utilisée pour détecter les cellules de choc du champ proche ( $X/D_e < 5$ ) d'un jet libre sous-détendu (air ou hélium) de 1, 2, ou 3 mm de diamètre.

Pour conclure, la strioscopie orientée sur l'arrière-plan (BOS) fournit de bons résultats comparés aux calculs analytiques et aux données de la littérature, avec des détails quantitatifs aux petites échelles de la structure du jet.

## 1 Introduction

Dans le contexte de l'utilisation de la pile à hydrogène pour des applications automobiles, une autonomie satisfaisante pourra être assurée en stockant l'hydrogène à l'état gazeux sous très hautes pressions (700 bars). L'hydrogène est un gaz dont la limite d'inflammabilité est comprise dans une large gamme de concentration, entre 4 et 75% en volume. C'est pourquoi, d'un point de vue sécuritaire, la dispersion d'hydrogène due à une fuite doit être considérée et étudiée en détail.

Nous proposons une configuration expérimentale qui permet l'identification des principaux paramètres qui influencent la dispersion d'une fuite de gaz issue d'un réservoir haute pression. On distingue le champ proche où le mélange est peu effectif et où le siège de forts gradients de densité à cause des effets de compressibilité et le champ lointain où le mélange turbulent prédomine. Dans l'étude présentée ici, notre intérêt se porte sur le champ proche afin de quantifier les conditions initiales qui détermineront le mélange en champ lointain.

Pour ces premiers essais, la fuite est identifiée comme un jet axisymétrique, issu d'un réservoir dans la gamme de pressions 1-30 bars.

Un gaz non réactif (de l'air ou de l'hélium) remplace l'hydrogène pour faciliter les expériences de laboratoire. L'air est proche de l'hydrogène par son rapport de chaleurs spécifiques  $\gamma = Cp/Cv$  ( $\gamma_{H_2} = 1.384$ ,  $\gamma_{air} = 1.402$ , et  $\gamma_{He} = 1.664$ ), et l'hélium est proche de l'hydrogène par sa masse volumique  $\rho$  ( $\rho_{He}/\rho_{H_2} = 2$  et  $\rho_{air}/\rho_{H_2} = 14.5$ ).

Ce travail propose une étude des effets de compressibilité dans le champ proche de jets libres axisymétriques d'air et d'hélium. La Strioscopie Orientée sur l'Arrière-plan (BOS pour Background

Oriented Schlieren) est particulièrement bien adaptée pour faire apparaître les variations de densité liées aux structures compressibles [1]. Cette méthode BOS est par conséquent appliquée pour détecter les cellules de chocs induites dans le champ proche ( $X/D_e < 5$ ) d'un jet libre sous-détendu (d'air ou d'hélium). En particulier, la technique BOS est ici testée pour l'étude d'écoulements aux petites échelles (diamètre du jet  $D_e=1, 2$ , ou  $3$  mm).

## 2 Description de la méthode BOS

Pour configurer une strioscopie orientée sur l'arrière plan (BOS), on utilise une caméra, un ordinateur pour enregistrer et analyser les images, et un arrière-plan moucheté aléatoirement. Dans la présente étude, cet arrière-plan est simplement constitué d'une feuille de papier blanc éclairée par l'arrière à l'aide d'un laser. Le grain du papier génère la distribution aléatoire des points sur l'arrière-plan, car aux petites échelles requises (quelques millimètres carrés) un arrière-plan constitué de points blancs sur fond noir comme souvent utilisé dans la plupart des expériences de BOS n'est pas adapté. Le jet, avec ses gradients de densité, dévie localement les faisceaux lumineux de leur trajectoire initiale avec un angle  $\varepsilon_y$ , et par conséquent un point de l'arrière-plan apparaît sur le CCD avec un déplacement  $y$  (fig. 1).

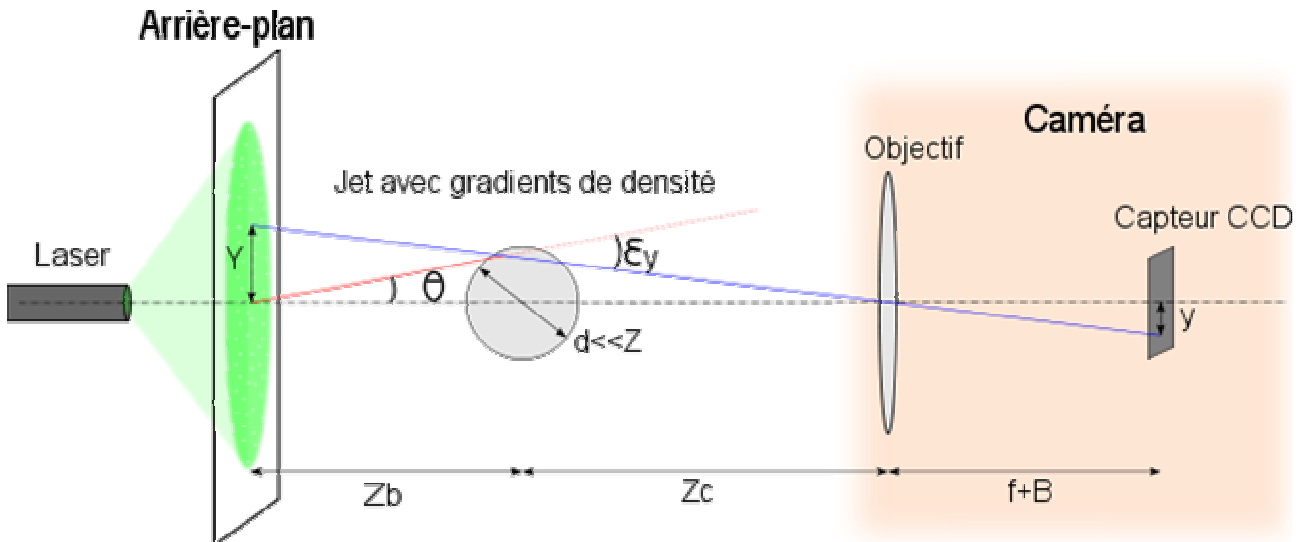


Figure 1 : Mesure des gradients de densité par déviation de la lumière à travers le jet

$d$  : dimension de l'objet d'étude (jet avec gradients de densité),  $d \ll Z_i$  ( $i = c$  ou  $b$ ),  $d = D_e = 1, 2$  ou  $3$  mm

$Z_b$  : distance arrière-plan - jet,  $Z_b = 162$  mm

$Z_c$  : distance jet - objectif,  $Z_c = 105$  mm

$f$  : distance focale de l'objectif,  $f = 50$  mm

$B$  : longueur de la bague entre l'objectif et le capteur CCD,  $B = 20$  mm

$M_a$  : facteur de grandissement au niveau de l'arrière-plan,  $M_a = (f+B)/(Z_c+Z_b)$

$S_a$  : facteur d'échelle sur l'arrière-plan,  $S_a = (\text{taille d'un pixel sur le capteur CCD})/M_a$ ;

$S_a = 34.3 \cdot 10^{-3}$  mm/px

$M_j$  : facteur de grandissement dans le plan médian du jet,  $M_j = (f+B)/Z_c$

$S_j$  : facteur d'échelle dans le plan médian du jet,  $S_j = (\text{taille d'un pixel sur le capteur CCD})/M_j$ ;

$S_j = 13.5 \cdot 10^{-3}$  mm/px

La déviation  $\varepsilon_y$  observée selon l'axe  $y$  résulte du gradient spatial de l'indice de réfraction intégré sur le chemin lumineux, d'où :

$$\varepsilon_y \approx \tan(\varepsilon_y) = \int_{Zb-\frac{d}{2}}^{Zb+\frac{d}{2}} \frac{1}{n(x, y, z)} \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} dz \quad (1)$$

La caméra est focalisée sur l'arrière-plan. Une première étape de l'expérience consiste à enregistrer une image sans écoulement. Ensuite, une image en présence de l'écoulement, à masse volumique variable, est enregistrée.

L'acquisition d'images est synchronisée avec l'éclairement pulsé fourni par un laser Yag. Des séries de 200 images avec l'écoulement sont enregistrées. Les déplacements instantanés sont obtenus par corrélation croisée entre l'image de référence sans écoulement et chaque image avec écoulement en utilisant un algorithme développé pour la PIV. Les 200 champs de déplacements instantanés sont moyennés afin d'obtenir le déplacement local moyen.

Sous l'hypothèse que la dimension de l'objet, siège de gradients d'indice de réfraction, est très petite par rapport au chemin optique, on écrit :

$$\frac{y}{f+B} = \frac{Y}{Zb+Zc} \quad (2)$$

Et, en considérant que l'angle de déviation dû au gradient d'indice de réfraction est petit, on fait l'approximation que  $\varepsilon_y = Y/Z_b$ , ainsi :

$$\varepsilon_y = y \frac{Zb+Zc}{Zb(f+B)} \quad (3)$$

Pour un mélange gazeux d'indice de réfraction proche de 1, la relation de Gladstone-Dale relie la variation de l'indice de réfraction à la masse volumique du gaz :

$$n - 1 = \rho G(\lambda) \quad (4)$$

où  $G(\lambda)$  [ $\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$ ] est la constante de Gladstone Dale qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  de la lumière incidente (pour l'air, on considèrera  $G_{\text{air}}=2.26 \times 10^{-4}$  et pour l'hélium  $G_{\text{hel}}=1.96 \times 10^{-4}$  pour  $\lambda=532\text{nm}$ ).

Pour un gaz parfait, on peut aussi écrire :

$$n - 1 = \frac{p}{T} \frac{M}{R_0} G(\lambda) \quad (5)$$

où  $R_0 = 8.314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$  est la constante des gaz parfaits.

La relation (5) indique que  $(n-1)$  est proportionnel à la pression  $P$  et à la masse molaire  $M$  du gaz considéré, tandis que ce terme est inversement proportionnel à la température absolue  $T$ . Ceci signifie aussi que, dans le cas de mélange binaire isotherme et subsonique (ex : mélange d'un jet d'hélium dans l'air),  $n$  sera directement relié à la concentration massique. En présence de gradients de masse volumique dus à des variations de température et de pression, comme dans le cas de jets sous-détendus d'air se développant dans l'air, la détection de forts gradients d'indice de réfraction va permettre de localiser les cellules de choc.

Pour une géométrie axisymétrique, l'indice de réfraction local peut être relié à la déviation  $\varepsilon_y$  en appliquant l'inversion d'Abel [2] [3]. On obtient alors :

$$n(r) = n_{at} \left( 1 - \frac{1}{\pi} \int_r^{\frac{d}{2}} \frac{\varepsilon_y}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \right) \quad (6)$$

où  $n_{at}$  est l'indice de réfraction de l'atmosphère ambiante. Dans le cas présent, le milieu ambiant est de l'air sans variation de masse volumique.

### 3 Dispositif expérimental

Comme évoqué précédemment, l'arrière-plan est une feuille de papier blanc plaquée sur un cadre de plexiglas. Cet arrière-plan est rétro éclairé par la lumière verte d'un laser Yag pulsé ( $\lambda=532\text{nm}$ , durée d'éclairement 10ns, taux de répétition 10Hz). Les points aléatoires nécessaires à la mise œuvre de la technique BOS sont donc générés par l'éclairement du grain du papier. La taille de ces points est de l'ordre de 2-3 pixels sur le capteur CCD comme le requiert l'optimisation de la technique [4]. La caméra CCD (Kodak ES 1.0, taille d'un pixel 9  $\mu\text{m}$ , 1008x1018px) est équipée d'un objectif de 50mm complété d'une bague allonge de 20mm.

Le jet est issu d'un réservoir haute pression. Un capteur de pression (Keller 1kHz, 0-400bars) donne la pression relative dans le réservoir. Le diamètre d'éjection du jet est de 1, 2 ou 3mm selon l'orifice choisi.

Les champs de déplacement sont obtenus à partir du traitement des images avec l'algorithme DPIVSoft [5] développé à l'IRPHE. Les traitements sont réalisés à partir de boîtes de 16x16 pixels.

Les résultats présentés concernent l'analyse des gradients d'indice de réfraction (reliés aux gradients de masse volumique) afin de mettre en évidence la structuration du jet dans le champ proche.

### 4 Résultats

Les résultats sont obtenus en moyennant 200 champs de déplacements. Les vecteurs déplacements sont orientés d'une zone de forte densité vers une zone de basse densité.

L'influence de la pression  $P_0$  en amont dans le réservoir est testée. Les résultats sont alors présentés en fonction du rapport  $NPR=P_e/P_{at}$  entre la pression à l'orifice sonique  $P_e$  et la pression atmosphérique  $P_{at}$ . Le rapport  $NPR$  est relié à la pression réservoir  $P_0$  par l'expression suivante :

$$NPR = \frac{P_0}{P_{at}} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad (7)$$

D'après l'équation (7), pour une même pression réservoir, le rapport NPR est plus faible pour l'hélium que pour l'air, car le rapport des chaleurs spécifiques  $\gamma$  de l'hélium est plus faible que celui de l'air ( $\gamma_{helium}=1.67$  et  $\gamma_{air}=1.4$ ). Ainsi, pour une pression réservoir de 8 bars, on a  $NPR_{helium}=3.85$  et  $NPR_{air}=4.17$ .

La figure. 2b présente deux champs de vecteurs déplacements représentatifs des variations de l'indice de réfraction dans des jets sous-détendus d'air à gauche et d'hélium à droite. Ces jets sont issus d'un orifice sonique pour une pression réservoir  $P_0=6\text{bars}$  ( $NPR_{helium}=2.89$  et  $NPR_{air}=3.13$ ). Dans le jet d'hélium, les vecteurs sont principalement orientés de l'extérieur vers l'axe du jet. Ceci signifie que, malgré les effets de compressibilité, la masse volumique du gaz dans le jet est toujours inférieure à celle de l'air ambiant à cause de la grande différence sur les masses molaires.

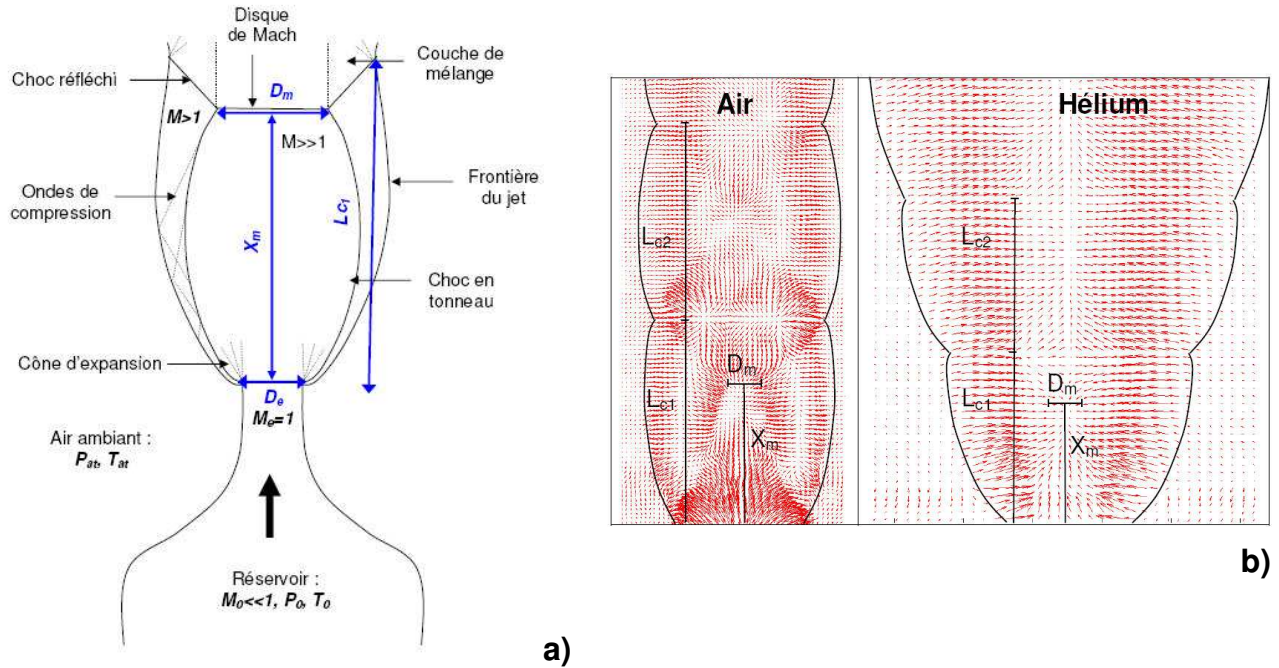


Figure 2 : a) Structure d'un jet sous-détendu en champ proche d'après [6] ; b) vecteurs déplacements obtenus par BOS dans les jets d'air et d'hélium.

Dans le jet d'air, les variations d'indice de réfraction sont uniquement dues aux effets de compressibilité. On peut ainsi identifier le disque de Mach qui est le premier choc normal à l'axe du jet et qui est caractérisé par un minimum sur l'évolution axiale de la masse volumique. Par conséquent, si on observe la composante axiale des vecteurs déplacements, on repère la position du disque de Mach là où cette composante s'annule pour la première fois à proximité de l'orifice. On peut ainsi définir, comme l'indique la figure 2b, le diamètre  $D_m$  et la position  $X_m$  du disque de Mach.

$L_{c1}$  et  $L_{c2}$  sont respectivement les longueurs de la première et la deuxième cellule de choc. La frontière des cellules de choc est caractérisée par un maximum de la masse volumique. Elle est donc repérée sur le champ de déplacements par la région où les composantes axiales des vecteurs déplacements divergent à partir d'une ligne horizontale commune. Cette limite est bien mise en évidence sur la figure 4 où l'on a séparé les composantes axiales et transversales des vecteurs déplacements.

La figure 2b montre que la structure du jet d'air mise en évidence avec la BOS est en très bon accord avec les données de la bibliographie concernant les jets sous-détendus (fig. 2a, [6]). On identifie ainsi le disque de Mach, la première cellule de choc et le choc en « tonneau ». Pour le jet d'hélium, l'identification des structures caractéristiques est moins aisée, car les effets de compressibilité sont masqués par l'effet d'espèces entre l'air ambiant et l'hélium pur au centre du jet. Néanmoins, la représentation de la composante axiale des vecteurs déplacements (fig.4) permet d'identifier la structure du jet d'hélium. On estime que la quantification des différentes longueurs caractéristiques est déterminée à 4 pixels près.

Sur la figure 3 sont présentés les modules des vecteurs déplacements. En bleu sont identifiées les régions de gradients quasi-nuls de masse volumique, tandis que le rouge indique des gradients maximaux là où la masse volumique évolue fortement soit axialement, soit transversalement.

Lorsque la pression réservoir est augmentée, la structure en diamant du jet d'air faiblement sous-détendu (fig. 3, à 2bars) évolue vers la structure d'un jet modérément sous-détendu [7] pour laquelle les structures secondaires s'effacent progressivement pour ne laisser apparaître qu'une seule cellule fortement marquée en sortie d'orifice. Comme le régime sous-détendu dépend du rapport NPR, le jet d'hélium à  $P_0=2\text{bars}$  est encore subsonique tandis qu'on peut considérer que le jet d'air est déjà faiblement sous-détendu ( $NPR_{\text{helium}}=0.96$  et  $NPR_{\text{air}}=1.04$ ).

Au fur à mesure que l'on augmente la pression réservoir, le module du déplacement, donc le gradient de masse volumique, s'accroît dans les zones de compression du jet d'air. Pour le jet d'hélium, cette représentation met surtout en évidence l'élargissement de la première cellule de choc entre  $P_0=2$  et 6 bars et l'épanouissement du jet.

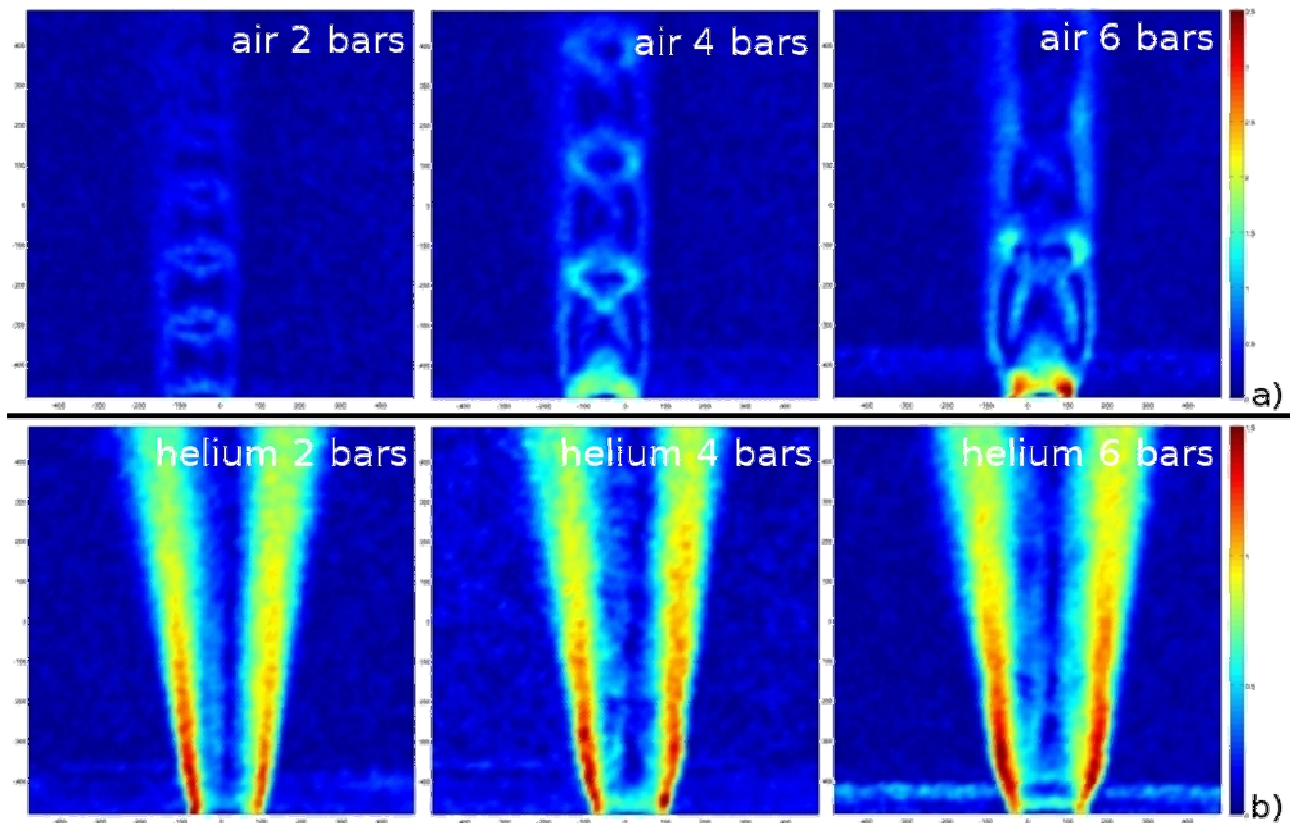


Figure 3 : Cartographies du module du vecteur déplacement pour les jets d'air et d'hélium pour  $2 < P_0 < 6$  bars. a) Cas de l'air, mise en évidence des cellules de choc; b) Cas de l'hélium, évolution de la première cellule de choc et de l'épanouissement du jet.

La figure 4 présente les composantes axiales et transversales des vecteurs déplacements pour les jets d'air (a, b) et d'hélium (c, d) à  $P_0=4$ bars. Les composantes négatives sont en bleu, les positives en rouge. A la fois pour les jets d'air et les jets d'hélium, on associe les évolutions de la composante axiale des déplacements aux ondes de choc normales à l'axe du jet. Le long de l'axe X, la frontière d'une cellule de choc se situe après une région en forme de triangle bleu (compression) et avant un triangle jaune (relaxation), elle correspond à une zone de masse volumique maximale.

La cartographie de la composante transversale selon l'axe Y dans le jet d'air met en évidence les ondes de compression, les cellules de choc en tonneau et les chocs réfléchis. Ces aspects de la structure du jet sont noyés dans l'effet de différence des masses molaires (air ambiant/hélium) dans le cas de l'hélium dans toute la gamme de pression explorée dans cette étude.

L'évolution des longueurs des première et deuxième cellules de choc déduites des expériences de BOS est présentée sur la figure 5a. Il apparaît que les résultats concernant la première cellule de choc sont en bon accord avec ceux de la bibliographie (expérimentaux [6],[8], [9] ou numériques [7]). Parmi ces données, notons que les résultats de Venkatakrishnan [8] concernent une buse supersonique ( $Me = 2.5$ ), ce qui explique que les premières cellules de chocs sont plus courtes. De façon générale, la deuxième cellule de choc est plus courte que la première et ce comportement s'accroît quand la pression réservoir augmente.



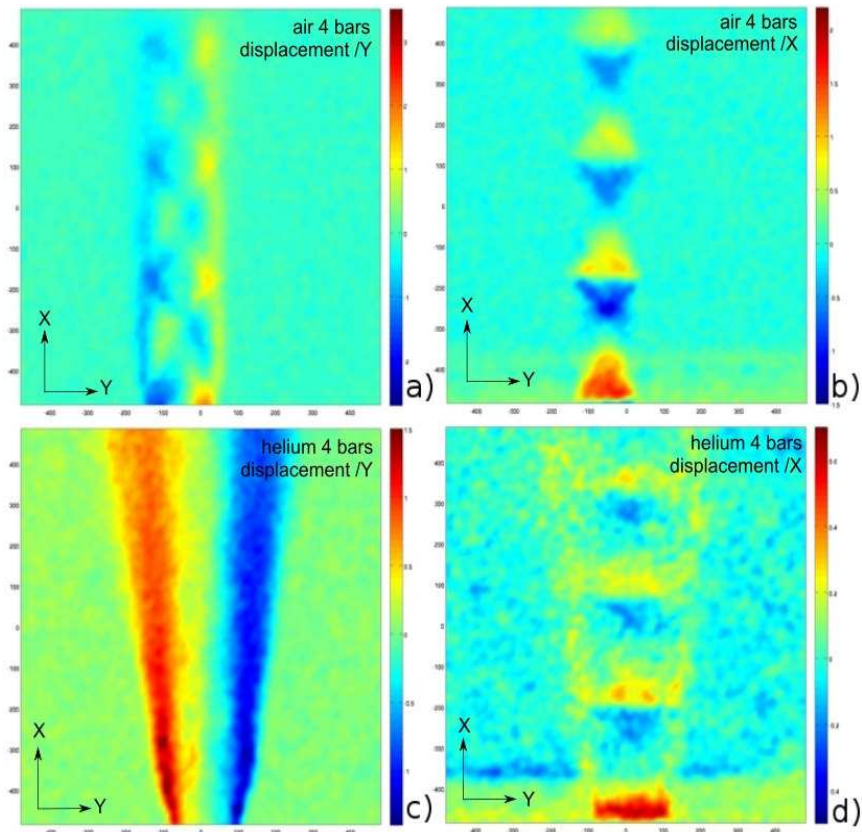


Figure 4 : Décomposition des vecteurs déplacements en composantes axiale et transversale pour les jets d'air (en haut) et d'hélium (en bas) à  $P_0=4$  bars.

Pour les faibles valeurs de NPR, les résultats concernant le diamètre du disque de Mach (Fig. 5b) concordent bien avec les données de la bibliographie et les résultats du code analytique Disperjet aussi bien pour l'air que pour l'hélium. Disperjet est un code de calcul issu du code Explojet [10] développé par l'INERIS pour prédire de façon opérationnelle la dispersion de jets gazeux à haute pression. De façon analogue à l'évolution de la première cellule de choc, l'utilisation d'une buse supersonique [8] entraîne une diminution du diamètre et de la position du disque de Mach. Pour le NPR de l'ordre de 15 ( $P_0=30$  bars), l'expérience dans l'hélium et le calcul ne sont plus en accord et ce résultat nécessitera un approfondissement. La position du disque de Mach également présentée sur la figure 7 est globalement en accord pour l'air avec la bibliographie et les calculs Disperjet. Pour ce qui est de l'hélium, pour un NPR donné, le disque de Mach se positionne plus près de l'éjection que pour le jet d'air ce qui est le contraire de la prédiction par Disperjet.

## 5 Conclusion

La mise en œuvre de la technique BOS a permis de mettre en évidence les effets de compressibilité dans la région de proche sortie de jets d'air sous-détendus de diamètre millimétrique. Les résultats obtenus dans les jets sous-détendus d'hélium s'avèrent plus difficiles à interpréter en raison de la sensibilité de la technique BOS à la fois à la pression, à la température, mais aussi à la masse molaire des gaz utilisés. Cette sensibilité pourra toutefois être mise à profit pour estimer les concentrations en hélium dans la zone de mélange subsonique.

L'étude va être poursuivie pour des pressions réservoir jusqu'à 150 bars de façon à préciser les conditions initiales d'éjection de ces jets d'air et d'hélium.

Pour l'exploration de la zone de mélange subsonique du jet d'hélium dans l'air, les profils de masse volumique devraient pouvoir être obtenus en exploitant la technique BOS jusqu'à

l'application de la loi de Gladstone-Dale qui relie l'indice de réfraction du gaz à sa masse volumique.

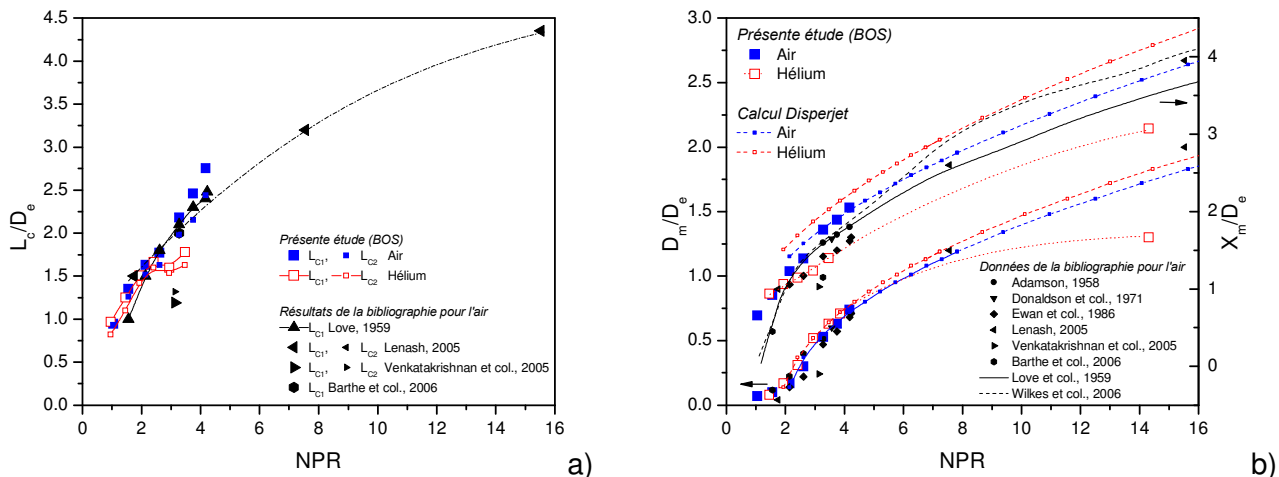


Figure 5 : Evolution de la structure des jets d'air et d'hélium en fonction de la pression, comparaison avec la bibliographie. a) Longueurs des première et deuxième cellules de choc; b) Position et diamètre du disque de Mach.

## Remerciements

Cette étude s'inscrit dans le programme DRIVE. DRIVE est un projet financé par l'ANR (Agence Nationale pour la Recherche), et qui a pour objectif d'acquérir des Données expérimentales pour l'évaluation des Risques hydrogène, la Validation d'outils numériques et l'Édition de référentiels. DRIVE implique PSA Peugeot Citroën, le CEA, l'IRPHÉ, et l'INERIS le coordinateur du projet.

## 6 Références

- [1] Richard H., Raffel M., Rein M., Kompenhans J., et Meier G.E.A. « Demonstration of the applicability of a Background Oriented Schlieren (BOS) method », In **10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2000**.
- [2] Haertig J., Sourgen F. et Rey C. « Mesures de champ de masse volumique par "Background Schlieren Displacement" (BSD) », **9ème Congrès de Vélocimétrie Laser, Bruxelles, 2004**.
- [3] Barthe C., Micheli F. et Millan P. « Étude aérothermique de jets supersoniques chauds », **10ème Congrès de Vélocimétrie Laser, Toulouse, 2006**.
- [4] Klinge F. et Riethmuller M.L. « Mesures locales de concentration par la méthode de strioscopie orientée vers l'arrière-plan ou bos (background oriented schlieren) », In **8ème Congrès Francophone de Techniques Laser, 2002**.
- [5] Meunier P. et Leweke T. « Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry », **Exp. in Fluids, 35 :408-421, 2003**.
- [6] Wilkes J.A., Glass C.E., Danehy P.M., et Nowak R.J. « Fluorescence imaging of underexpanded jets and comparison with CFD », In **44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2006**.
- [7] Lehnasch G. « Contribution à l'étude numérique des jets supersoniques sous-détendus », **PhD thesis, Université De Poitiers, 2005**.
- [8] Venkatakrishnan L. « Density measurements in an axisymmetric underexpanded jet by background-oriented schlieren technique », **AIAA Journal, 43, No. 7 :1574-1579, 2005**.
- [9] Love E.S., Grigsby C.E., Lee L.P., et Woodling M.J. « Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets », **Technical report, NASA, 1959**.
- [10] Chelhaoui S. « Étude du scénario de fuite d'hydrogène sous pression dans un laboratoire d'hydrogenation », **INERIS, 2006**.
- [11] Donaldson C.D. et Snedeker R.S. « A study of free jet impingement. part1 mean properties of free and impinging jets », **J. of Fluid Mech., 45, part2 :281-319, 1971**.
- [12] Ewan B.C.R. et Moodie K. « Structure and velocity measurements in underexpanded jets », **Comb. Science and Tech., 45 :275-288, 1986**.